МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
КАЗАНСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ В. И. УЛЬЯНОВА-ЛЕНИНА

Фазлеев Наиль Галимзянович

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПРОВОДНИКАХ С ПАРАМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

(01.04.02 — теоретическая и математическая физика)

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Казань — 1981



МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
КАЗАНСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ В.И.УЛЬЯНОВА-ЛЕНИНА

На правах рукописи

Фазлеев Наиль Галимзянович

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПРОВОДНИКАХ С ПАРАМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

(01.04.02 - теоретическая и математическая физика)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань - 1981

Работа выполнена в Казанском ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени государственном университете имени В.И.Ульянова-Ленина.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Кочелаев Б.И.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Скроцкий Г.В.

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Тейтельбаум Г.Б.

Ведущая организация: Тбилисский государственный университет.

Защита диссертации состоится "14" мая 1981 г. в 13^30 часов на заседании специализированного Совета К 053.29.07 по присуждению ученой степени кандидата физико-математических наук в Казанском государственном университете имени В.И.Ульянова-Ленина (420008, Казань, ул.Ленина, 18,КГУ).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке университета.

Автореферат разослан "9" апреля 1981 г.

Ученый секретарь специализированного Совета, кандидат физико-математических наук, доцент ЕРЕМИН М.В.

Актуальность проблемы. Хорошо известна важная роль, которую играют методы магнитной радиоспектроскопии (электронный парамагнитный и ядерный магнитный резонансы) как эффективный инструмент исследований в физике металлов. Так изучение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на локализованных магнитных моментах в разбавленных магнитных сплавах позволяет получить ценные сведения об обменных взаимодействиях между локализованными моментами и электронами проводимости, о локальных свойствах основного металла вблизи примесей, детальную информацию о спиновом рассеянии электронов проводимости индивидуально для данного сорта примеси, о переносе магнитных возбуждений в системе локализованных моментов и электронов проводимости, о спин-спиновых взаимодействиях локализованных магнитных моментов. Феноменологическое рассмотрение ЭПР в разбавленных магнитных сплавах на основе макроскопических уравнений типа Блоха для спиновых намагниченностей локализованных моментов и электронов проводимости ограничено, поскольку оно не только не дает возможности вычислить из исходного гамильтониана входящие в уравнение параметры, но также не позволяет однозначно определить вид релаксационных членов в уравнениях для намагниченностей. Микроскопическая теория ЭПР, учитывающая динамический характер взаимодействия локализованных моментов и электронов проводимости была развита только для случая высоких температур ($\frac{KT}{\hbar} \gg \omega_s$, ω - резонансная, внешняя частоты). Между тем, в последнее время все больший интерес вызывает изучение металлов с магнитными примесями при низких температурах ($KT < \hbar\omega_s$), в частности, с помощью техники ЭПР. Отметим, что во многих разбавленных магнитных сплавах вследствие большой ширины линии ЭПР резонанс на локализованных магнитных моментах вообще не наблюдаем. Более того, в массивных образцах чрезвычайно затруднено изучение

продольной спиновой релаксации методом насыщения ЭПР ввиду больших потерь на электропроводность. Поэтому сохраняет свою актуальность в изучении спиновой релаксации в системе метод измерения нерезонансного парамагнитного поглощения электромагнитной энергии в разбавленных магнитных сплавах. Изучение же нерезонансного парамагнитного поглощения в металлах с парамагнитными примесями при низких температурах при учете динамического характера обменного взаимодействия локализованных моментов и электронов проводимости на микроскопической основе однако не проводилось. В последнее время все больший интерес также вызывает исследование динамических свойств локализованных моментов в металлах и сверхпроводниках с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР), в частности, предпринимаются попытки по экспериментальному изучению магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов. С повышением концентрации локализованных магнитных моментов в металлах возрастает роль спин-спиновых взаимодействий, в том числе косвенных, в процессах парамагнитной релаксации, их влияние на форму и ширину резонансных линий.

Цель работы состоит в разработке на микроскопической основе ряда вопросов теории магнитной релаксации в проводниках с парамагнитными примесями при низких температурах.

Научная новизна, проведенных в данной работе исследований, заключается в следующем:

I. На микроскопической основе получена связанная система кинетических уравнений для продольных компонент спиновых намагниченностей локализованн моментов и электронов проводимости, описывающая релаксационное парамагнитное поглощение электромагнитной энергии в разбавленных магнитных сплавах во всем температурном интервале при произвольном спине S примеси и различных g -факторах спиновых подсистем.

2. Показано, что различие в g -факторах спиновых под - систем обусловливает отличное от нуля нерезонансное парамаг - нитное поглощение энергии переменного поля и в отсутствие непосредственного контакта спиновых подсистем с решеткой.

3. Изучена продольная парамагнитная релаксация локализованных моментов в условиях электронного "узкого горла". При этом показано, что в отличие от случая высоких температур при низких температурах увеличение напряженности поля H_0 и понижение температуры T приводят к экспоненциальному увеличению эффективной скорости продольной спиновой релаксации. Сделан вывод о том, что при низких температурах в отличие от случая высоких температур появляется дополнительная возможность выве - дения системы из режима электронного "узкого горла" через понижение T и увеличение H_0 .

4. Получена система нелинейных кинетических уравнений,описывающая связанное движение магнитных моментов примесей и электронов проводимости в разбавленных магнитных сплавах в условиях слабого насыщения ЭПР при произвольных температурах.

5. Определены низкотемпературные параметры ЭПР на локали - зованных магнитных моментах в условиях их динамического взаимодействия с электронами проводимости. Оказалось, что в отличие от случая высоких температур, эффективная скорость поперечной спиновой релаксации при низких температурах почти линейно зависит от H_0 и почти не зависит от T .

6. Определены низкотемпературные параметры ЭПР на локализованных моментах в условиях частичного рассогласования связанного движения магнитных моментов примесей и электронов проводимости. Показано, что ширина линии ЭПР на локализованных момен - тах и сдвиг резонансной частоты содержат в дополнении к коррингсовской ширине и к сдвигу Иосиды слагаемые, зависящие от кон -

центрации магнитных примесей. Показано, что систему можно вывести из режима электронного узкого горла посредством значительных изменений T и H_0 .

7. Получено общее выражение для формы линии магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в разбавленных магнитных сплавах. Показано, что в условиях быстрой спин-решеточной релаксации локализованных моментов форма линии ЯМР лоренцева, ширина ее уменьшается при низких температурах с увеличением величины напряженности поля H_0 ,а при высоких температурах – с повышением T . В условиях медленной спин-решеточной релаксации форма линии поглощения также лоренцева. Ширина ее увеличивается при низких температурах с увеличением H_0 , при высоких – с повышением T .

8. Вычислена скорость продольной релаксации ядер парамагнитных ионов в "грязных" сверхпроводниках второго рода, обусловленная связью с собственными локализованными магнитными моментами. Изучено влияние флуктуационного спаривания электронов проводимости в "грязных" сверхпроводниках второго рода на скорость спин-решеточной релаксации ядер парамагнитных ионов.

9. Для самосогласованного случая с учетом обменных и корреляционных эффектов в системе электронов проводимости построены гамильтонианы косвенного квадруполь-квадрупольного взаимодействия парамагнитных ионов и ядер в металлах. Установлено,что энергия этой связи ионов и ядер убывает с расстоянием как R^{-5} осциллируя с периодом, который определяется волновым вектором на поверхности Ферми.

Практическая ценность диссертационной работы состоит в том, что полученные в ней результаты важны в связи с успешным применением в последнее время методов магнитной радиоспектроскопии к изучению фундаментальных свойств разбавленных магнитных

сплавов. Они являются существенным дополнением к имеющимся сведениям о динамике локализованных магнитных моментов, ядерных спинов парамагнитных ионов в металлах в переменных магнитных полях,о косвенном спин-спиновом взаимодействии парамагнитных ионов и ядер в металлах, способствуют как дальнейшему развитию теории парамагнитного резонанса в металлах, так и постановке новых экспериментов.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на теоретических семинарах кафедры теоретической физики КГУ (Казань), на совместных итоговых научных конференциях Казанского государственного университета и КФТИ КФАН СССР (Казань,1976,1978 г.г.),на конференции молодых ученых КФТИ КФАН СССР (Казань, 1978г.),на XX Международном Амперовском конгрессе (Таллин, 1978г.),на Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений (Харьков, 1979г.),на Всесоюзном Симпозиуме по магнитному резонансу (Пермь, 1979г.).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав,заключения и содержит 171 страницу машинописного текста. Список литература включает 96 наименований.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Микроскопическая теория релаксационного парамагнитного поглощения электромагнитной энергии в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах с учетом эффекта электронного "узкого горла".

2. Микроскопическая теория электронного спинового резонанса на локализованных моментах в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах с учетом эффекта электронного узкого горла, включающая вывод системы уравнений,описывающей связанное движение магнитных моментов примесей и электронов проводимости,и расчет низкотемпературных параметров ЭПР.

3. Расчет на микроскопической основе формы линии магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в разбавленных магнитных сплавах.

4. Расчет скорости продольной релаксации ядерных спинов парамагнитных ионов в "грязных" сверхпроводниках второго рода, в том числе, с учетом эффекта флуктуационного спаривания электронов проводимости.

5. Вывод гамильтониана косвенного квадруполь-квадрупольного взаимодействия парамагнитных ионов и ядер через электроны проводимости в металлах.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе диссертации изложены основные результаты феноменологических и микроскопических теорий ЭПР на локализованных моментах в разбавленных магнитных сплавах. В заключение, описан метод неравновесного статистического оператора (НСО) Зубарева. Оригинальная часть исследований начинается со второй главы,в которой проводится микроскопическое изучение релаксационного парамагнитного поглощения энергии переменного магнитного поля, параллельного постоянному, спиновыми подсистемами локализованных магнитных моментов и электронов проводимости в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах с учетом эффекта электронного узкого горла. В качестве механизмов спиновой релаксации в системе рассматриваются s-d обмен и спин-орбитальное рассеяние электронов проводимости на немагнитных примесях. Для вывода кинетических уравнений,описывающих динамику связанных s-d обменным взаимодействием спиновых подсистем локализованных моментов и электронов проводимости в переменном магнитном поле $\vec{H}_1(t)$ параллельном постоянному $\vec{H}_0$ использован метод НСО Зубарева.

В приближении самосогласованного поля, в линейном приближении по отклонению спиновых подсистем от состояния термодинамического равновеоия получена следующая связанная система кинетических уравнений для продольных компонент спиновых намагниченностей локализованных моментов и электронов проводимости:

$$-i\omega M_i^z(\omega) = -\{M_i^z(\omega) - \chi_i^z(H_1(\omega) + \lambda M_j^z(\omega))\}\{\Sigma_{ij}^z(\omega) + \Sigma_{iL}^z(\omega)\} + \frac{g_i}{g_j}\{M_j^z(\omega) - \chi_j^z(H_1(\omega) + \lambda M_i^z(\omega))\}\Sigma_{ji}^z(\omega) \; ; \quad (i,j = s,e \; ; e,s) \tag{I}$$

где $M_i^z(\omega)$, $H_1(\omega)$ –фурье-компоненты $\delta\langle M_i^z\rangle^t = \langle M_i^z\rangle^t - \langle M_i^z\rangle$, $H_1(t)$ соответственно; $\lambda = \frac{2J}{g_s g_e M_B^2 N}$; J – константа обменного взаимодействия; $\chi_s^\alpha(\chi_e^\alpha)$, $g_s(g_e)$, $M_s^\alpha(M_e^\alpha)$ –дифференциальная статистическая восприимчивость, g – фактор и оператор α – компоненты полного магнитного момента парамагнитных примесей (электронов проводимости) соответственно:

$\langle \ldots \rangle^t = Sp(\ldots \rho(t))$, $\rho(t)$–НСО Зубарева $\langle \ldots \rangle = Sp(\ldots \rho_0)$,

$\rho_0 = Q_0^{-1} \exp\{-\frac{1}{kT}(\mathcal{H}_{кин.} - M_s^z H_{s эф} - M_e H_{e эф})\}$; $H_{i эф} = H_0 + \lambda\langle M_j^z\rangle$;

Q_0^{-1}–нормирующий множитель; $\mathcal{H}_{кин.}$ –оператор кинетической энергии электронов проводимости. Данная система справедлива для всего температурного интервала, произвольного спина S локализованного момента и различных g – факторов магнитных примесей и электронов проводимости. Кинетические уравнения оказались записанными в форме, определяющей релаксацию каждой из спиновых намагниченностей к ее равновесной величине во внутреннем мгновенном локальном поле. В предположении, что электроны проводимости образуют вырожденный электронный газ с квадратичным законом дисперсии, с центром зоны, шириной $2D$ на фермиевской поверхности при плотности состояний $\rho(\mathcal{E}_{\vec{k}})$ ($\mathcal{E}_{\vec{k}}$ –кинетическая

энергия электрона с волновым вектором $\vec{K}$), для действительных частей кинетических коэффициентов $\sum_{ij}^{z}(\omega)$ $(ij = es, se, eL)$ играющих роль скоростей продольной спиновой релаксации, обусловленной $s\text{-}d$ обменом и спин-орбитальным рассеянием, получены следующие выражения, справедливые для всего температурного интервала

$$Re\sum_{ij}^{z}(\omega) = \Psi_i^{z} Re\,\mathcal{L}(\omega)\ ; \qquad \Psi^{z} = \frac{(g_i M_Б)^2 c N}{\chi_i^2}\left(\frac{J}{N}\right)^2 ;$$

$$Re\,\mathcal{L}(\omega) = -\frac{\pi}{\hbar}\rho^2\langle S^z\rangle\Big[2\coth\frac{\hbar\omega_s}{2kT} - \qquad (ij = se\,;\ es)$$

$$-\frac{1}{\omega}\Big\{(\omega_s+\omega)\coth\frac{\hbar\omega_s}{2kT} - (\omega_s-\omega)\coth\frac{\hbar(\omega_s-\omega)}{2kT}\Big\}\ ; \qquad (2).$$

$$Re\sum_{eL}^{z}(\omega) = T_{1eL}^{-1} = \frac{(g_e M_Б)^2 c' N}{\chi_e^2}\cdot\frac{\pi}{\hbar}\left(\frac{B\rho}{N}\right)^2\Big[\langle(L^x)^2\rangle + \langle(L^y)^2\rangle\Big];$$

Вычисления мнимых частей $\sum_{ij}^{z}(\omega)$,играющих роль параметров перенормировки скоростей спиновой релаксации, в низкотемпературном приближении по отношению к спиновой подсистеме локализованных моментов ($kT < \hbar\omega_s$), приводят к следующим выражениям:

$$Im\sum_{ij}^{z}(\omega) = \Psi_i\, Im\,\mathcal{L}(\omega)\ ; \qquad (ij = se\ ;\ es)$$

$$Im\,\mathcal{L}(\omega) = -\frac{2}{\hbar}\rho^2\langle S^z\rangle\frac{1}{\omega}\Big\{(\omega_s-\omega)\ln\Big|\frac{D}{\hbar(\omega_s-\omega)}\Big| +$$

$$+(\omega_s+\omega)\ln\Big|\frac{D}{\hbar(\omega_s+\omega)}\Big| - 2\omega_s\ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big|\Big\}\ ;$$

$$Im\sum_{eL}^{z}(\omega) = 0$$

где $\rho = \rho(\varepsilon_F)$, ε_F – энергия Ферми; B – спин-орбитальный потенциал; c' – концентрация немагнитных примесей; $\hbar\omega_s = -g_s M_Б H_{s\,эф}$; $\vec{L}_i$ – безразмерная величина, связанная с рассеивающим центром i ; $\langle(L^\alpha)^2\rangle = \int_{-\infty}^{\infty}(L^\alpha)^2\rho(L^\alpha)\,dL^\alpha$; $(\alpha = x,y,z)$; функция распределения $\rho(L^\alpha)$ нормирована к единице. Согласно (2), соотношение детального баланса, связывающее между собой действительные части кине-

тических коэффициентов $\sum^{z}_{se}(\omega)$, $\sum^{z}_{es}(\omega)$ и дифференциальные статические восприимчивости спиновых подсистем примесей и электронов проводимости χ^{z}_{s}, χ^{z}_{e} соответственно выполняется во всем интервале температур. В отличие от высокотемпературного случая, при низких температурах $\sum^{z}_{se}(\omega)$, $\sum^{z}_{es}(\omega)$ зависят от частоты ω, корринговская скорость релаксации локализованных спинов почти не зависит от T и почти линейно возрастает с увеличением напряженности поля H_0, понижение T и увеличение H_0 приводят к экспоненциальному уменьшению скорости продольной спиновой релаксации электронов проводимости, обусловленной s-d обменным взаимодействием. В высокотемпературном приближении по отношению к спиновым подсистемам продольные кинетические коэффициенты совпадают с ранее вычисленными поперечными кинетическими коэффициентами, имеющими смысл скоростей поперечной спиновой релаксации, полученные уравнения (I) согласуются с известными. Далее, из связанной системы уравнений (I) получено выражение для суммарной динамической продольной восприимчивости $\chi^{z}(\omega)$ определяющей линейный отклик системы локализованных моментов и электронов проводимости, и исследовано нерезонансное парамагнитное поглощение в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах, когда частота ω удовлетворяет условию: $\omega < \omega_s$. Показано, что релаксационное парамагнитное поглощение энергии переменного поля в системе возможно даже в отсутствие непосредственного контакта спиновых подсистем с решеткой, если g -фактора локализованных моментов и электронов проводимости различны. Это связано с тем, что при $g_s \neq g_e$ в процессах спиновой релаксации, обусловленной s-d обменом, согласно закону сохранения энергии, наряду со спиновыми подсистемами магнитных примесей и электронов проводимости принимает участие и третья подсистема - кинетический резервуар электронов проводимости. Установлено, что режим электронного "узкого

горла" в системе имеет место, если выполняется неравенство

$$\{ 1 + \Delta_{se} \tilde{\tau}^{z}_{se} \} T^{-1}_{1eL} \ll \tilde{\tau}^{z}_{e} T^{-1}_{1es} + \tilde{\tau}^{z}_{s} T^{-1}_{1se} \qquad (3)$$

здесь

$$\tilde{\tau}^{\alpha}_{se} = 1 - \lambda^2 \chi^{\alpha}_s \chi^{\alpha}_e ; \quad \tilde{\tau}^{\alpha}_i = 1 + \frac{g_i}{g_j} \lambda \chi^{\alpha}_i ; \quad (i,j = se, es)$$

$$T^{-1}_{1ij} = - \Psi^2_i \frac{\pi}{\hbar} \rho^2 \langle S^z \rangle \frac{\hbar\omega_s}{kT} \sinh^{-2}\left(\frac{\hbar\omega_s}{2kT}\right) ; \qquad (4)$$

$$\Delta_{ij} = - 4 \frac{\Psi^2_i}{\hbar\omega_s} \rho^2 \langle S^z \rangle ;$$

В этих условиях имеет место смешанное нерезонансное парамагнитное поглощение энергии переменного поля локализованными моментами и электронами проводимости. Для эффективной скорости продольной спиновой релаксации системы в условиях электронного "узкого горла" получено следующее выражение

$$T^{-1}_{1эф} = \frac{\tilde{\tau}^{z}_{se} T^{-1}_{1se}}{\tilde{\tau}^{z}_{s} T^{-1}_{1se} + \tilde{\tau}^{z}_{e} T^{-1}_{1es}} T^{-1}_{1eL} \qquad (5)$$

Как следует из (5), в условиях "узкого электронного горла" значение эффективной скорости продольной спиновой релаксации $T^{-1}_{1эф}$ существенно меньше значения корринговской скорости продольной релаксации T^{-1}_{1se}. В отличие от случая высоких температур, при низких температурах увеличение H_0 и понижение T при выполнении соотношения $g^2_e \chi^z_s > g^2_s \chi^z_e$ приводят к экспоненциальному увеличению $T^{-1}_{1эф}$. Как следует из (3)-(5), при низких температурах в отличие от высокотемпературного случая появляется дополнительная возможность вывести систему локализованных моментов и электронов проводимости из режима электронного "узкого горла" через понижение T и увеличение H_0. Режим отсутствия "узкого горла" в системе имеет место, если выполняется неравенство обратное неравенству (3). В этих условиях динамическим характером связи спиновых подсистем можно пренебречь и изучать нерезонансное парамаг-

нитное поглощение локализованными спинами и электронами проводимости по отдельности. Парамагнитная релаксация локализованных моментов характеризуется перенормированной скоростью релаксации

$$\tilde{\tau}_{se}^{-1} = \frac{\tilde{\tau}_{se}^{z}\, T_{1se}^{-1}}{(1+\Delta_{se}\,\tilde{\tau}_{se}^{z})} \qquad (6)$$

Поскольку с понижением T и увеличением H_0 ,согласно (4), параметр Δ_{se} экспоненциально возрастает, то эффект перенормировки скорости продольной релаксации локализованных моментов возможно обнаружить экспериментально. Далее, произведены оценки скоростей продольной спиновой релаксации локализованных моментов T_{1se}^{-1} и электронов проводимости T_{1es}^{-1} , параметра перенормировки скорости продольной корринговской релаксации Δ_{se} для разбавленных магнитных сплавов $Au:Er$, $Ag:Er$, $Ag:Dy$, $Au:Yb$ в низкотемпературном режиме нерезонансного парамагнитного поглощения энергии переменного поля $(T\sim 0{,}05K,\ T\sim 0{,}1K,\ H_0\sim 1кэ,\ H_0\sim 3кэ)$ Определены для данных условий концентрации магнитных примесей, при которых в рассмотренных разбавленных магнитных сплавах имеет место режим электронного "узкого горла", произведены оценки перенормированной скорости продольной релаксации локализованных спинов .

В третьей главе проводится микроскопическое изучение связанного движения локализованных магнитных моментов и магнитных моментов электронов проводимости в низкотемпературном режиме ЭПР в разбавленных магнитных сплавах, а также релаксационных процессов в системе магнитных примесей и электронов проводимости при низких температурах в условиях электронного узкого горла. Методом НСО Зубарева,в приближении самосогласованного поля получена связанная система нелинейных кинетических уравнений

для продольных и поперечных компонент спиновых намагниченностей, описывающих связанное движение магнитных моментов примесей и электронов проводимости в условиях слабого насыщения парамагнитного резонанса в разбавленных магнитных сплавах. Нелинейные кинетические уравнения справедливы для всего температурного интервала, произвольного спина S магнитной примеси, различных g – факторов локализованных моментов и электронов проводимости, описывают релаксацию каждой из намагниченностей спиновых подсистем к ее равновесной величине во внутреннем мгновенном локальном поле, а также учитывают эффект временного запаздывания. В пренебрежении эффектами насыщения кинетические уравнения для поперечных компонент спиновых намагниченностей можно представить в следующем виде:

$$-i\omega \mathcal{M}_i^{\pm}(\omega) = \pm \frac{g_i \mu_B}{i\hbar} \left\{ \mathcal{M}_i^{\pm}(\omega)\left(H_{i\text{эф}} + F_{ij}^{\pm}\right) - \langle M_i^z \rangle \left(H_1^{\pm}(\omega) + \lambda \mathcal{M}_j^{\pm}(\omega)\right)\right\} -$$
$$- \left\{ \mathcal{M}_i^{\pm}(\omega) - \chi_i^{\pm}\left(H_1^{\pm}(\omega) + \lambda \mathcal{M}_j^{\pm}(\omega)\right)\right\}\left\{\sum\nolimits_{ij}^{\pm}(\omega) + \sum\nolimits_{iL}^{\pm}\right\} + \qquad (7)$$
$$+ \frac{g_i}{g_j}\left\{ \mathcal{M}_j^{\pm}(\omega) - \chi_j^{\pm}\left(H_1^{\pm}(\omega) + \lambda \mathcal{M}_i^{\pm}(\omega)\right)\right\} \sum\nolimits_{ji}^{\pm}(\omega)\,; \qquad (i,j = s,e\,;\ e,s)$$

где $\mathcal{M}_i^{\pm}(\omega)$, $H_1^{\pm}(\omega)$ – фурье-компоненты $\langle M_i^{\pm} \rangle^t$, $H_1^{\pm}(t)$ соответственно. Для действительных частей $\sum_{ij}^{\pm}(\omega)$ $(i,j = se, es, eL)$, играющих роль скоростей поперечной релаксации спиновых намагниченностей локализованных моментов и электронов проводимости, обусловленных соответственно s-d обменом и спин-орбитальным рассеянием электронов проводимости на немагнитных примесях, получены следующие выражения справедливые для произвольных температур

$$Re \sum\nolimits_{ij}^{\pm}(\omega) = \Psi_i^{\pm} Re\, \mathcal{L}^{\pm}(\omega)\,, \qquad (i,j = s,e\,;\ e,s)$$

$$Re\,\mathcal{L}^{\pm}(\omega) = \frac{\pi}{\hbar}\rho^2\Big\{2\langle(S^z)^2\rangle \pm \langle S^z\rangle\,\frac{(\omega_s \pm \omega)}{\omega}\,\times$$

$$\times\Big[Coth\,\frac{\hbar(\omega_s \pm \omega)}{2KT} - Coth\,\frac{\hbar\omega_s}{2KT}\Big]\Big\}; \qquad (8)$$

$$Re\sum\nolimits^{\pm}_{e,L}(\omega) = T^{-1}_{2e,L} = \frac{\pi}{\hbar}\,\frac{(g_e M_Б)^2 C/N}{\chi^{\pm}_e}\Big(\frac{B\rho}{N}\Big)^2\times$$

$$\times\Big\{2\langle(L^z)^2\rangle + \langle(L^x)^2\rangle + \langle(L^y)^2\rangle\Big\}$$

Низкотемпературные вычисления $Im\sum^{\pm}_{ij}(\omega)$, имеющих смысл сдвигов резонансных частот локализованных спинов и электронов проводимости, а также $F^{\pm}_{ij}$ приводят к следующим выражениям

$$Im\sum\nolimits^{\pm}_{ij}(\omega) = \Psi^{\pm}_i\,Im\,\mathcal{L}^{\pm}(\omega), \qquad (i,j = s,e\,;\ e,s)$$

$$Im\,\mathcal{L}^{\pm}(\omega) = -\frac{2}{\hbar}\rho^2\langle S^z\rangle\Big[1 \pm \frac{1}{\omega}\Big\{(\omega_s + \omega)\ln\Big|\frac{D}{\hbar(\omega_s \pm \omega)}\Big| - \omega_s\times$$

$$\times\ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big| \pm \omega\ln 2\Big\}\Big]; \qquad (9)$$

$$Im\sum\nolimits^{\pm}_{e,L}(\omega) = 0$$

$$F^{\pm}_{se} = \frac{\Psi^{\pm}_s\rho^2}{g_s M_Б}\,2\Big\{\langle(S^z)^2\rangle\frac{1}{KT}\Big[\hbar\omega_s\Big(1 + \ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big|\Big) - \hbar(\omega_s - \omega_e)\ln 2\Big] -$$

$$- \langle S^z\rangle\Big[2 + \ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big| - \ln 2\Big]\Big\};$$

$$F^{\pm}_{es} = \frac{\Psi^{\pm}_e\rho^2}{g_e M_Б}\cdot 2\langle S^z\rangle\Big\{\langle\sigma^z_0\rangle\frac{1}{KT}\Big[\hbar\omega_s\Big(1 + \ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big|\Big) -$$

$$- \hbar(\omega_s - \omega_e)\ln 2\Big] - \Big[2 + \ln\Big|\frac{D}{\hbar\omega_s}\Big| - \ln 2\Big]\Big\};$$

Здесь σ^z_0 – оператор суммарного спинового момента электронов проводимости; $\hbar\omega_e = g_e M_Б H_{эф.}$. В высокотемпературном

приближении уравнения (7) и выражения для $\Sigma^{\pm}_{ij}(\omega)$ согласуются с полученными в более ранних работах. Как следует из (8), для $Re\Sigma^{\pm}_{se}(\omega)$, $Re\Sigma^{\pm}_{es}(\omega)$ выполняется соотношение детального баланса и в области низких температур. Из системы (7) получено выражение для суммарной динамической поперечной восприимчивости системы $\chi^{\pm}(\omega)$. Установлено, что зависимость $\Sigma^{\pm}_{ij}(\omega)$ от частоты, сильные локальные внутренние поля видоизменяют условия наблюдения эффекта электронного узкого горла в низкотемпературном режиме ЭПР. Далее, определены низкотемпературные параметры ЭПР на локализованных моментах в условиях их динамического взаимодействия с электронами проводимости:

$$\omega^{\pm}_{s\,эф} \simeq \theta^{\pm}_s - \frac{(\theta^{\pm}_e - \theta^{\pm}_s)\tilde{\tau}^{\pm}_s \Sigma^{\pm\prime}_{se}}{\{\tilde{\tau}^{\pm}_s(\theta^{\pm}_e \Delta^{\pm\prime}_{se} - \Sigma^{\pm\prime}_{se}) - \tilde{\tau}^{\pm}_e(\theta^{\pm}_s \Delta^{\pm\prime}_{es} - \Sigma^{\pm\prime}_{es})\}}; \quad (10)$$

$$T^{-1}_{2\,эф} \simeq - \frac{\tilde{\tau}^{\pm}_{se}\, \Sigma^{\pm\prime}_{se}\, T^{-1\pm}_{eL}}{\{\tilde{\tau}^{\pm}_s(\theta^{\pm}_e \Delta^{\pm\prime}_{se} - \Sigma^{\pm\prime}_{se}) - \tilde{\tau}^{\pm}_e(\theta^{\pm}_s \Delta^{\pm\prime}_{es} - \Sigma^{\pm\prime}_{es})\}};$$

где

$$\theta^{\pm}_i = \pm \frac{g_i \mu_Б}{\hbar}(H_0 + F^{\pm}_{ij}); \quad \Delta^{\pm\prime\prime}_{ij} = \pm \frac{2}{\hbar} \Psi^{\pm}_i \langle S^z \rangle \frac{\rho^2}{\omega_s} \ln\left|\frac{\gamma_s \hbar \omega_s}{2\pi k T}\right|;$$

$$\Delta^{\pm\prime}_{ij} = \pm \frac{\pi}{\hbar} \Psi^{\pm}_i \langle S^z \rangle \frac{\rho^2}{\omega_s}\left[Coth \frac{\hbar\omega_s}{2kT} - \frac{2kT}{\hbar\omega_s}\right]; \quad \Sigma^{\pm\prime}_{ij} = Re\Sigma^{\pm}_{ij}(\mp\omega_s) \pm \omega_s \Delta^{\pm\prime}_{ij};$$

$$\Sigma^{\pm\prime\prime}_{ij} = Im\Sigma^{\pm}_{ij}(\mp\omega_s) \pm \omega_s \Delta^{\pm\prime\prime}_{ij};$$ γ – постоянная Эйлера.

Согласно (I0), при низких температурах эффективная скорость поперечной спиновой релаксации $T^{-1}_{2\,эф}$ отлична от $T^{-1}_{1\,эф}$ и значительно слабее зависит от T и H_0, чем $T_{1\,эф}$. В отличии от случая высоких температур увеличение H_0 приводит к уширению линии ЭПР, а понижение T –лишь к незначительному уменьшению $T^{-1}_{2\,эф}$. Получены выражения для параметров ЭПР в системе в условиях частичного рассогласования связанного движения магнит-

ных моментов примесей и электронов проводимости:

$$\tilde{\omega}_s^{\pm} \simeq \theta_s^{\pm} - \left(\theta_e^{\pm} - \theta_s^{\pm}\right)\left[\pm \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \lambda \langle M_e^z \rangle + \tilde{\tau}_s^{\pm} \Sigma_{se}^{\pm\,''}\right] \Phi_{\pm}^{-1};$$

$$\tilde{T}_{se}^{-1\,'} \simeq -\left\{\theta_e^{\pm} - \theta_s^{\pm}\right\} \tilde{\tau}_s^{\pm} \Sigma_{se}^{\pm\,'} \Phi_{\pm}^{-1}; \qquad (II)$$

где $$\Phi_{\pm} = \theta_e^{\pm}\left(1 - \tilde{\tau}_s^{\pm} \Delta_{se}^{\pm\,''}\right) - \theta_s^{\pm}\left(1 - \tilde{\tau}_e^{\pm} \Delta_{es}^{\pm\,''}\right) \pm \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \lambda \langle M_e^z \rangle \pm$$

$$\pm \frac{g_e \mu_B}{\hbar} \lambda \langle M_s^z \rangle + \tilde{\tau}_s^{\pm} \Sigma_{se}^{\pm\,''} + \tilde{\tau}_e^{\pm} \Sigma_{es}^{\pm\,''};$$

При высоких температурах сдвиг g - фактора определяется сдвигом Иосиды, а поправки к корринговской ширине линии ЭПР линейно и квадратично зависят от c ,пропорциональны T^3, T^4 . Эти результаты качественно согласуются с экспериментально наблюдавшимися сдвигом g -фактора примеси и концентрационной зависимостью релаксационного вклада в ширину линии ЭПР на магнитных моментах Er в Cu . Сделан вывод, что систему можно вывести из режима электронного "узкого горла" посредством значительных изменений T и H_o , причем направления изменения T и H_o различаются для систем с равными и различными g - факторами. В пренебрежении динамической связью через s-d обмен локализованных моментов и электронов проводимости параметры ЭПР на магнитных примесях характеризуются перенормированным сдвигом Иосиды и перенормированной корринговской скоростью поперечной релаксации. Далее, изучена продольная релаксация спиновых намагниченностей примесей и электронов проводимости при стационарном процессе насыщения ЭПР в условиях электронного узкого горла. Показано, что при низких температурах понижение T и увеличение H_o приводят к экспоненциальному увеличению эффективной скорости продольной релаксации $T_{1эф}^{s-1}$. В четвертой главе рассмотрены некоторые вопросы теории магнитного резонанса на ядрах парамаг-

нитных ионов в металлах в сверхпроводниках. Методом функций Грина получено справедливое в общем случае выражение для формы линии магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в разбавленных магнитных сплавах. В условиях быстрой спин-решеточ - ной релаксации локализованных моментов форма линии ЯМР лорен - цева с полушириной, равной $\frac{F^2}{\mathcal{D}''}$, где $F^2 = \left(\frac{A_s}{\hbar}\right)^2 \langle (S^z)^2 \rangle$ $\mathcal{D}'' = 4\pi \left(\frac{J\rho}{N}\right)^2 \omega_s \, cth \frac{\hbar\omega_s}{2kT}$ при $kT < \hbar\omega_s$, $\mathcal{D}'' = \frac{4\pi}{\hbar}\left(\frac{J\rho}{N}\right)^2 kT$, при $kT \gg \hbar\omega_s$, A_s - константа сверхтонкой структуры. Поскольку при низких температурах $\mathcal{D}''$ почти линейно зависит от H_0 , в то время как $F^2 = Const$, то с увеличением H_0 ширина линии ЯМР уменьшается; можно добиться выполнения условий детектирования сигнала ЯМР при $kT < \hbar\omega_s$ увеличением H_0 . При высоких температурах ширина линии ЯМР изменяется обратно пропорционально T , так что наблюдения сигнала ЯМР можно добиться повышением T. В условиях медленной спин-решеточной релаксации локализованных моментов форма линии поглощения также лоренцева, ширина ее увеличивается при низких температурах с увеличением H_0 , при высоких - с повышением T . Наблюдение резонанса осложняется сдвигом резонансной частоты, равным F .Далее, вычислена скорость продольной релаксации ядерного спина парамагнитного иона в "грязном" сверхпроводнике второго рода, обусловленной связью с локализованным моментом. Показано, что в условиях $\omega_s \tilde{T}_{2se} \gg 1$, где $\tilde{T}_{2se}^{-1}$ - корринговская скорость поперечной релаксации локализованного спина в грязном сверхпроводнике второго рода,при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее имеет место увеличение скорости релаксации ядерных спинов магнитных примесей T_1^{-1} .Вблизи температуры сверхпроводящего перехода $T_c(H)$ величина T_1^{-1} уменьшается с понижением T и увеличением H_0 , превышает корринговскую скорость релаксации ядерных спинов, если $J^2 \Lambda^2 S(S+1)/3\omega_s^2\hbar^2 \gg A_I^2$ где A_I - константа контактного взаимодействия Ферми.

При $\omega_s T_{se} \ll 1$ при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее имеет место уменьшение T_1^{-1}. Вблизи $T_c(H)$ величина T_1^{-1} увеличивается при понижении T и слабо зависит от H_o. Изучено влияние флуктуационного спаривания электронов на T_1^{-1} в "грязных" сверхпроводниках второго рода при T несколько выше $T_c(H)$. Показано, что если $\omega_s T_{ese} \gg 1$, то при приближении к критическим параметрам сверхпроводящего перехода имеет место увеличение T_1^{-1}, обусловленное термодинамическими флуктуациями параметра порядка. Если $\omega_s T_{ese} \ll 1$, то флуктуационное спаривание электронов приводит при приближении к критическим параметрам к уменьшению T_1^{-1}.

В пятой главе с помощью диэлектрического формализма рассмотрены косвенные квадруполь-квадрупольные взаимодействия парамагнитных ионов и ядер в металлах через электроны проводимости.

Для самосогласованного случая с учетом обменных и корреляционных эффектов в системе электронов проводимости построены гамильтонианы косвенных квадруполь-квадрупольных взаимодействий ионов и ядер. Установлено, что энергия этой косвенной связи ионов и ядер в металлах убывает с расстоянием как R^{-5}, осциллируя с периодом, который определяется волновым вектором на поверхности Ферми. Исследованы вклады этих взаимодействий в ширину линии магнитного резонанса на локализованных магнитных моментах редкоземельных ионов в металлах. Полученные результаты обсуждаются на примере разбавленных магнитных сплавов $Ag:Er$, $Ag:Dy$ и $Au:Er$. Показано, что вклад косвенных квадруполь-квадрупольных взаимодействий парамагнитных ионов в ширину линии ЭПР может быть одного порядка и превышать вклад в ширину от диполь-дипольных взаимодействий. Совместный учет вкладов в ширину линии магнитного резонанса на локализованных моментах в металлах, обусловленных как косвенными квадруполь-квадрупольными, так и

диполь-дипольными взаимодействиями, приводит к удовлетворительному согласию с экспериментальными данными по ЭПР в разбавленных сплавах $Ag:Er$, $Ag:Dy$ и $Au:Er$. Косвенные квадруполь-квадрупольные взаимодействия через электроны проводимости значительно эффективнее, когда основным состоянием редкоземельного иона является либо триплет Γ_4 или Γ_5, либо квартет Γ_8, поскольку тогда ненулевые матричные элементы гамильтониана указанных взаимодействий появляются уже в первом приближении теории возмущений. Это может привести к значительному уширению линии ЭПР, обусловленной переходами между некрамерсово-сопряженными уровнями, по сравнению с шириной линии магнитного резонанса, обусловленной переходами между крамерсово-сопряженными уровнями. Исследован вклад в ширину линии ЯМР в Au косвенных квадруполь-квадрупольных взаимодействий ядер. Показано, что при расчете ширины линии ЯМР в металлическом Au при низких температурах необходимо наряду с диполь-дипольными взаимодействиями учитывать и косвенные квадруполь-квадрупольные взаимодействия ядер. Влияние последних на форму и ширину линии магнитного резонанса усиливается для ядер редкоземельных ионов, основным состоянием которых в кристаллическом поле является электронный спиновой синглет.

В заключении сформулированы основные результаты проведенных в диссертации исследований. Материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

I. Фазлеев Н.Г. Релаксационное парамагнитное поглощение электромагнитной энергии в разбавленных магнитных сплавах.- ФНТ, 1979, т.5, с.380-389.

2. Фазлеев Н.Г. Нерезонансное парамагнитное поглощение электромагнитной энергии в разбавленных магнитных сплавах.- В кн.: Тезисы докладов конференции молодых ученых по вопросам радиоспектроскопии, квантовой акустики, механики и прикладной матема-

тики.- Казань, 1978, с.18-19.

3. Fazleyev N.G. Theory of Electron Spin Resonance in dilute Magnetic Alloys at Low Temperatures. In: Magnetic Resonance and Related Phenomena: Proc. XX-th Congress AMPERE. - Berlin: Springer Verlag, 1979, p.353.

4. Фазлеев Н.Г. К теории электронного парамагнитного резонанса и релаксации в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах. - В кн.:Всесоюз.конф. по физике магнитных явлений: Тез.докл.- Харьков,1979, с.300.

5. Фазлеев Н.Г. К теории электронного парамагнитного резонанса в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах.- ФНТ,1980, т.6, с.1422-1434.

6. Фазлеев Н.Г. К теории электронного парамагнитного резонанса в разбавленных магнитных сплавах при низких температурах.- В кн.:Конференция молодых ученых КФТИ КФАН СССР по вопросам радиоспектроскопии, квантовой акустики, механики и прикладной математики: Тез.докладов - Казань, 1978, с.17.

7. Фазлеев Н.Г. К теории магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в металлах. - В кн.: Всесоюзный симпозиум по магнитному резонансу: Тезисы докл.- Пермь, 1979, с.15.

8. Фазлеев Н.Г. К теории магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в металлах. - В сб.:Радиоспектроскопия: Материалы Всесоюзного симпозиума по магнитному резонансу. - Пермь,1980, с.21-25.

9. Фазлеев Н.Г. Косвенные квадруполь-квадрупольные взаимодействия ядер и парамагнитных ионов в металлах.- В сб.:Парамагнитный резонанс. Вып.12. - Казань: Изд.Казан.ун-та, 1976, с.58-71.

10. Фазлеев Н.Г. Косвенное квадруполь-квадрупольное взаимо-

действие ядер в металлах.- В кн.: Всесоюз.симпозиум по магнитному резонансу: Тезисы докл.- Пермь, 1979, с.16.

11. Фазлеев Н.Г. Косвенное квадруполь-квадрупольное взаимодействие ядер в металлах. - В сб.: Радиоспектроскопия: материалы Всесоюз.симпоз.по магнитному резонансу. - Пермь, 1980, с. 25-31.

ПФ 13155 от 24/III-1981 г. Заказ № 80 Тираж 100

Типография КПО «ТАСМА» им. В. В. Куйбышева